

**РЕАЛИЗАЦИЯ РЕЖИМА РЕГЕНЕРАЦИИ
В ПРОЦЕССЕ ФОРМИРОВАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ
ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ В $YAG:Nd^{3+}$
ЛАЗЕРЕ С ПАССИВНЫМ ЗАТВОРОМ**

В. А. Бабенко, А. А. Сычев

В работе представлены экспериментальные результаты применения метода разгрузки потерь резонатора для реализации релаксационных свойств пассивного затвора в $YAG:Nd^{3+}$ лазере с целью получения в нем предельно коротких пикосекундных световых импульсов. Использование быстро релаксирующего пассивного затвора на основе технологичного нового пирролоцианинового красителя, а также метода разгрузки позволило получать рекордно короткие 7-пикосекундные по длительности световые импульсы этого лазера с высокой воспроизводимостью.

Ключевые слова: пикосекундные лазерные импульсы, быстро релаксирующие пассивные затворы.

Введение. Высокотехнологичные неодимовые лазеры, позволяющие получать пикосекундные по длительности импульсы излучения находят разнообразное использование в различных научных и технических приложениях [1], а также широко применяются в медицине [2]. Особый научный интерес представляет возможность получения сверхкоротких лазерных импульсов с предельной длительностью излучения, что является одной из центральных задач современной лазерной спектроскопии. Под предельной длительностью ультракоротких импульсов (УКИ) для каждой активной лазерной среды подразумевается соответствие его длительности (Δt) с шириной спектра генерации ($\Delta\omega \sim 1/\Delta t$). Решение проблемы получения предельных лазерных импульсов, как правило, предполагает разработку специальных методов управления режимом лазерной генерации.

В настоящей работе мы обращаем внимание на решение проблемы получения УКИ с предельной длительностью в процессе его формирования в импульсном твердотельном YAG:Nd³⁺ лазере с пассивным затвором, как одной из наиболее технологичных лазерных систем. С этой точки зрения была поставлена практическая задача поиска и применения нетоксичных растворителей, обеспечивающих хорошую растворимость красителей и высокие сечения поглощения на длине волны генерации YAG:Nd³⁺ лазера. Эта активная лазерная среда обладает линией люминесценции с шириной $\Delta\nu_{\text{люм}} = 5 \text{ см}^{-1}$ [3], с максимумом на длине волны $\lambda = 1.064 \text{ нм}$. Данная ширина линии люминесценции, в предположении её гауссовой формы, определяет длительность первоначальных шумовых импульсов излучения с $\Delta t = 0.44/c \cdot \Delta\nu_{\text{люм}} = 3 \cdot 10^{-12} \text{ сек}$ в предгенерационный период импульсной ламповой накачки активной среды. При достижении порога генерации в дальнейшем происходит экспоненциальное возрастание интенсивности этого шумового излучения, сопровождающееся уменьшением ширины его спектра и увеличением длительности шумовых импульсов. При типичных параметрах импульсных ламп накачки этот процесс от начала генерации до момента насыщения усиления активной среды составляет около $N = 10^3$ проходов длины резонатора. При этом спектр генерации уменьшается по ширине приблизительно в \sqrt{N} раз, т. е. приблизительно в 30 раз. Соответственно, ширина спектра излучения становится равной $\Delta\nu = \Delta\nu_{\text{люм}}/30 = 0.17 \text{ см}^{-1}$, а длительность шумовых генерируемых импульсов составляет $\Delta t = 0.44/c \cdot 0.17 = 86 \cdot 10^{-12} \text{ сек}$. Но это осуществляется тогда, когда в резонаторе либо нет пассивного затвора (ПЗ), либо отсутствует его просветление и, как следствие, происходит формирование пичка свободной генерации. На рис. 3(а) показана осциллограмма пичка свободной генерации YAG:Nd³⁺ лазера (режим 1), зарегистрированная с помощью фотодиода ЛФД-2 с временным разрешением 3 нсек. В случае случайного распределения амплитуд шумовых M шумовых импульсов в пределах временного разрешения фотодиода относительная флуктуация результирующего сигнала должна обладать в среднем величиной $\sim 1/\sqrt{M}$.

Введение в резонатор пассивного затвора, как известно, приводит при его просветлении к возникновению гигантского импульса. Отличительной особенностью гигантского импульса является уменьшение его длительности по сравнению с длительностью пичка свободной генерации. Вид гигантского импульса с пассивным затвором отличается четко структурированным по времени цугом импульсов, характерных для процесса самосинхронизации мод. Кроме этого, в ходе просветления пассивного затвора может происходить выделение и сужение по длительности флуктуационных шумовых импуль-

сов излучения. Поэтому получение генерации предельно коротких УКИ в YAG:Nd^{3+} лазере может оказаться возможным: во-первых, за счет использования быстро релаксирующего пассивного затвора, а, во-вторых, при использовании метода, позволяющего пассивному затвору реализовать свои свойства. Успехи в синтезе и исследовании полиметиновых красителей позволили создать широкий класс скоростных пассивных затворов для лазеров, работающих в ближнем инфракрасном диапазоне [4].

Целью настоящей работы было получение одиночного пикосекундного УКИ на аксиальном периоде излучения YAG:Nd^{3+} лазера с высокой воспроизводимостью.

Эксперимент. В работе [5] нами был предложен метод получения УКИ предельно короткой длительности благодаря использованию контролируемой разгрузки потерь резонатора импульсного лазера. В отличие от лазеров с отрицательной обратной связью [6–8] предложенный метод не ограничивает мощность излучения УКИ и позволяет генерировать световые импульсы предельной длительности с максимально возможной энергией.

Суть предложенного нами метода заключается в том, что в условиях импульсной накачки активной среды в течение пичка свободной генерации, предшествующего стадии просветления пассивного затвора, наступает момент, когда инверсия, увеличиваясь, достигает порогового значения в максимуме пичка свободной генерации. Именно с этого момента можно создать условия, когда за счет контролируемого уменьшения потерь в резонаторе ОКГ, пороговый режим может поддерживаться продолжительное время, создавая благоприятные условия для последующего формирования пассивным затвором при его просветлении предельно короткого УКИ на аксиальном периоде излучения лазера.

Выбор красителя для успешной работы по выделению УКИ из шумовой картины излучения YAG:Nd^{3+} лазера определяется величиной интенсивности просветления ($P_B \sim h\nu/\sigma\tau_p$), обратно пропорциональной произведению сечения поглощения σ на длине волны генерации и длительности его просветленного состояния τ_p . Кроме этого, раствор выбранного красителя для пассивного затвора должен обладать малой величиной остаточного поглощения при его просветлении. Этот параметр индивидуален для каждого красителя и определяется спектроскопическими параметрами красителей, находящихся в возбужденном состоянии. Указанным параметрам (см., напр., [4]) удовлетворяют красители с интенсивностью просветления до $P_B \approx 20 \text{ МВт/см}^2$. Нами был выбран в качестве быстро релаксирующего ПЗ раствор красителя № 3482 в пропиленгликоль карбонате (ПГК) с сечением $\sigma = 7.0 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$, временем просветленного

состояния $\tau_p = 6$ пс и интенсивностью просветления $P_B = 22$ МВт/см². Структурная формула этого красителя показана на рис. 1.

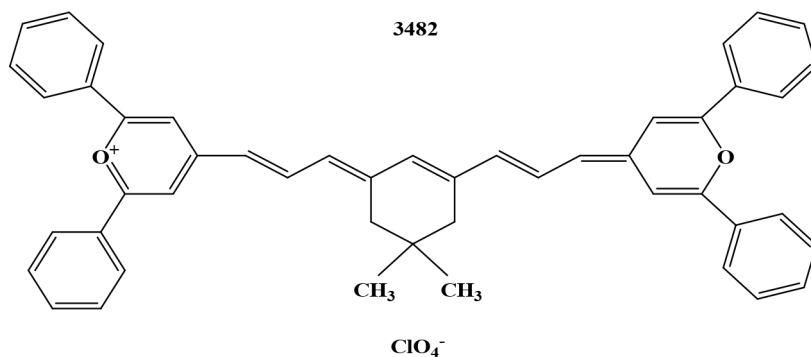


Рис. 1: Структурная формула быстро релаксирующего красителя № 3482.

Для проведения экспериментов была выбрана схема лазера с кольцевым резонатором бегущей волны с пассивным затвором и кристаллом YAG:Nd³⁺ в качестве активной среды, показанная на рис. 2.

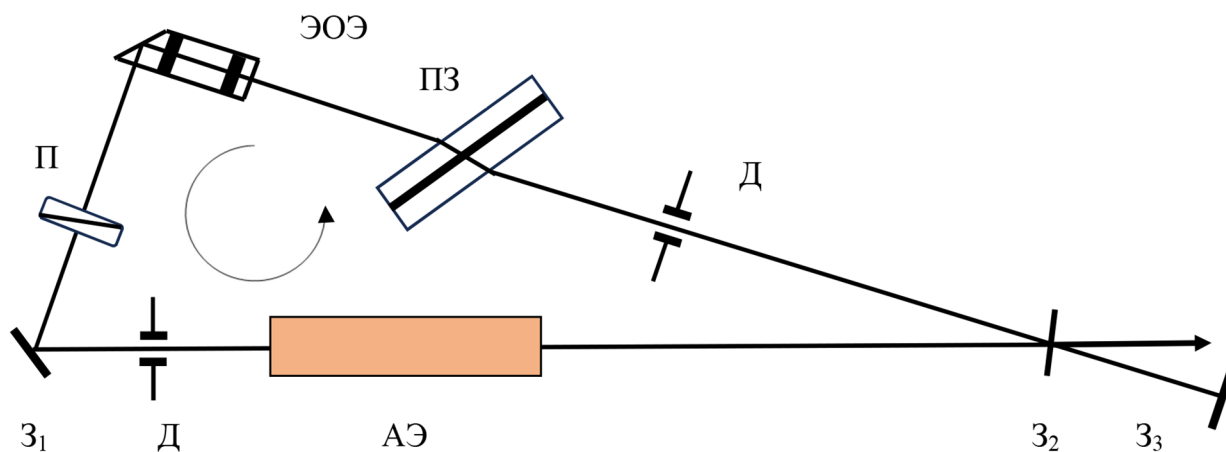


Рис. 2: Схема экспериментальной установки однонаправленного кольцевого лазера.

Резонатор ОКГ был образован “глухим” зеркалом (Z_1), выходным делительным зеркалом (Z_2) с коэффициентом отражения $R = 0.8$ на длине волны излучения $\lambda = 1.064$ мкм, электрооптическим элементом (ЭОЭ), осуществляющим 90° отражение излучения с вертикальной поляризацией, и возвратным зеркалом (Z_3). Подкачей напряжения на ЭОЭ можно было устанавливать величину начальных потерь в резонаторе для излучения выбранной поляризации. В резонатор помещался поляризатор (П), активный элемент (АЭ) – кристалл YAG:Nd³⁺ – с просветленными, скошенными торцами, а

также кювета (ПЗ) с пассивным затвором, установленная под углом Брюстера к оси резонатора. Две диафрагмы (Д) диаметром 2.5 мм обеспечивали генерацию излучения аксиальных мод типа TEM_{00q} . Активный элемент накачивался излучением импульсных ламп, питание которых осуществлялось специально разработанной системой накачки, позволяющей с высокой точностью устанавливать энергию накачки U по сравнению с пороговой величиной U_p .

Кинетика временного хода излучения генерации наблюдалась с помощью скоростной осциллографической аппаратуры и фотоэлектронного регистратора с разрешением не хуже 3 пс. Помимо этого, регистрировалась функция автокорреляции интенсивности излучения методом генерации второй гармоники в кристалле KDP при коллинеарном взаимодействии излучения двух задержанных друг относительно друга пучков с взаимно ортогональной поляризацией.

Первоначально эксперименты были проведены при постоянном напряжении на ЭОЭ, когда в течение генерации уровень потерь в резонаторе оставался неизменным, что соответствовало стандартным условиям генерации УКИ импульсным твердотельным лазером с пассивным затвором. При использовании в качестве пассивного затвора раствора красителя № 3482 в пропиленгликоль карбонате временной ход излучения генерации имел различный характер в зависимости от превышения энергии накачки над пороговым значением. Можно было выделить 3 режима генерации, приведенных на рис. 3(а). При накачках, близких к пороговому уровню ($\Delta U/U_p \leq 0.12$), наблюдалось излучение только пичков свободной генерации, когда стадия насыщения усиления проходит без просветления пассивного затвора (режим 1). Повышение уровня накачки ($0.12 < \Delta U/U_p \leq 0.30$) приводило к появлению на заднем фронте пичка свободной генерации коротких импульсов, возрастающих по амплитуде и образующих пуг излучения “гигантского” импульса (осциллограмма 2 на рис. 3(а)). Такая динамика отражает факт просветления пассивного затвора одновременно с насыщением усиления активной среды (режим 2). При дальнейшем повышении уровня накачки ($\Delta U/U_p > 0.30$) наблюдалось увеличение скорости нарастания интенсивности излучения “гигантского” импульса (осциллограмма 3 на рис. 3(а)), сопровождаемое ухудшением качества генерации, т. к. одиночных УКИ на аксиальном периоде при этом практически не наблюдалось. Такая генерация соответствовала режиму, когда стадия просветления пассивного затвора предшествует насыщению усиления активной среды.

Как следует из приведенных на рис. 3(б) автокорреляционных функций интенсивности излучения режимов 2 и 3, наиболее короткие импульсы излучения возникают

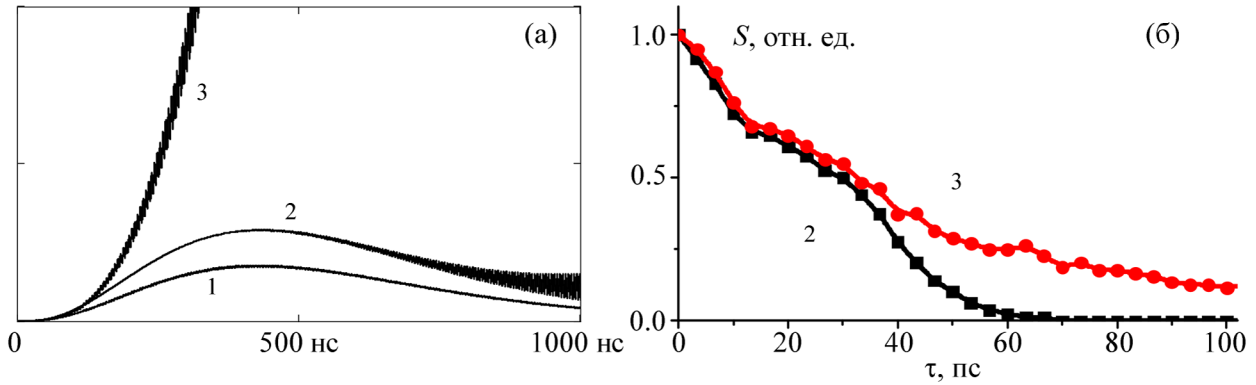


Рис. 3: (а) осциллограммы излучения $YAG:Nd^{3+}$ лазера с быстро релаксирующим пассивным затвором без разгрузки потерь резонатора при различных режимах накачки активного элемента: 1 режим накачки – $(\Delta U/U_p \leq 0.12)$; 2 режим накачки – $(0.12 < \Delta U/U_p \leq 0.30)$; 3 режим накачки – $(\Delta U/U_p > 0.30)$; (б) – на рис. 3(б) показаны половины нормированных функций автокорреляции интенсивности лазерного излучения [9], зарегистрированных в корреляторе (не показан на рис. 2), при взаимодействии двух ортогонально поляризованных световых сигналов, задержанных друг относительно друга на время τ , соответственно, для второго и третьего режимов генерации.

при условии совмещения в процессе генерации режима просветления пассивного затвора с насыщением усиления активной среды (2). Однако вид функции автокорреляции интенсивности (наличие структуры в ней) показывает, что в нашем случае процесс выделения одиночного импульса из первоначальной шумовой картины излучения происходит не полностью. И, по-видимому, причиной этого является недостаточное время взаимодействия излучения с пассивным затвором. Значительно увеличить это время позволяет предлагаемый нами метод контролируемой разгрузки потерь резонатора, который изменяет динамику излучения на стадии формирования пика свободной генерации. Разгрузка потерь резонатора фактически означает включение положительной обратной связи (т. е. регенерацию) в ходе развития лазерного излучения.

Обсуждение результатов. Кинетика генерации на стадии отсутствия просветления пассивного затвора (режим 1) может быть описана скоростными уравнениями

$$\frac{dN}{dt} = (N_0 - N)W(t) - I\sigma N - N/\tau', \quad (1)$$

$$\frac{\chi}{c} \cdot \frac{dI}{dt} = I\sigma N - IB(t), \quad (2)$$

где I – средняя плотность потока фотонов лазерного излучения в единицу времени, N – инверсная населенность генератора, работающего по четырехуровневой схеме, а $W(t)$ – параметр, определяющий скорость накачки, т. е. долю частиц единицы объема активного вещества, перешедших в результате накачки на возбужденный уровень в единицу времени. Конкретные расчеты были выполнены для лазера бегущей волны с активным кристаллом YAG, активированным ионами Nd^{3+} с концентрацией $N_0 = 3.2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, сечением активного перехода $\sigma = 7.7 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$ и временем затухания люминесценции $\tau' = 255 \text{ мкс}$ [3]. Изменяющийся во времени параметр накачки $W(t)$ экстраполировался зависимостью $W(t) = W_0 \cdot \sin^2(0.785 \cdot t/\tau_1)$, где W_0 – амплитудное значение параметра скорости накачки, а $\tau_1 = 200 \text{ мкс}$ – полуширина импульса накачки. Для резонатора бегущей волны коэффициент заполнения $\chi = L/\ell$ отражает отношение полной длины резонатора $L = 180 \text{ см}$ к длине активного элемента $\ell = 7.3 \text{ см}$.

$$B(t) = \left(\frac{1}{l}\right) \ln \left(\frac{1}{RT_0T_1}\right)$$

представляет собой коэффициент полных потерь резонатора, который в нашем случае зависит от времени. $R = 0.8$ – коэффициент отражения выходного зеркала (\mathcal{Z}_2), T_0 – коэффициент пропускания непросветленного пассивного затвора, T_1 – коэффициент пропускания электрооптического элемента. При исходной подаче на ЭОЭ постоянного напряжения V_0 в резонаторе возникают дополнительные потери, определяемые пропусканием $T_1 = \cos^2[\pi V_0/(2V_B)]$, где V_B – полуволновое напряжение ($V_B = 9 \text{ кВ}$ для кристалла DKDP). Управление кинетикой развития пичка свободной генерации осуществлялось за счет “сброса” этих дополнительных потерь при уменьшении поданного напряжения по определенному закону $V(t)$. Представляет интерес случай, когда “сброс” приложенного на ЭОЭ напряжения подчиняется зависимости $V(t) = V_0 \exp(-(t-t_0)/\theta)$, как наиболее просто реализуемый экспериментально при разряде RC цепи через коммутирующий элемент. В этом случае $\theta = RC$.

Как следует из уравнений (1) и (2), при отсутствии заметного просветления пассивного затвора ($T_0 \approx \text{const}$) в момент максимума пичка свободной генерации (когда $\frac{dI}{dt} = 0$) инверсия, достигая порогового значения $N_p = B_0/\sigma$, продолжает уменьшаться. При этом, задавая конкретный параметр накачки W_0 и определяя величину dN/dt в максимуме пичка свободной генерации t_0 можно найти такое θ , чтобы выполнялось условие

$$\frac{dN}{dt} \cong \frac{dN_p}{dt} = \frac{1}{\sigma} \frac{dB}{dt}.$$

Это условие и определяет $\theta = RC$, а также кинетику интенсивности и инверсной насе-

ленности при разгрузке потерь резонатора, начиная с момента достижения максимума интенсивности пичка свободной генерации t_0 .

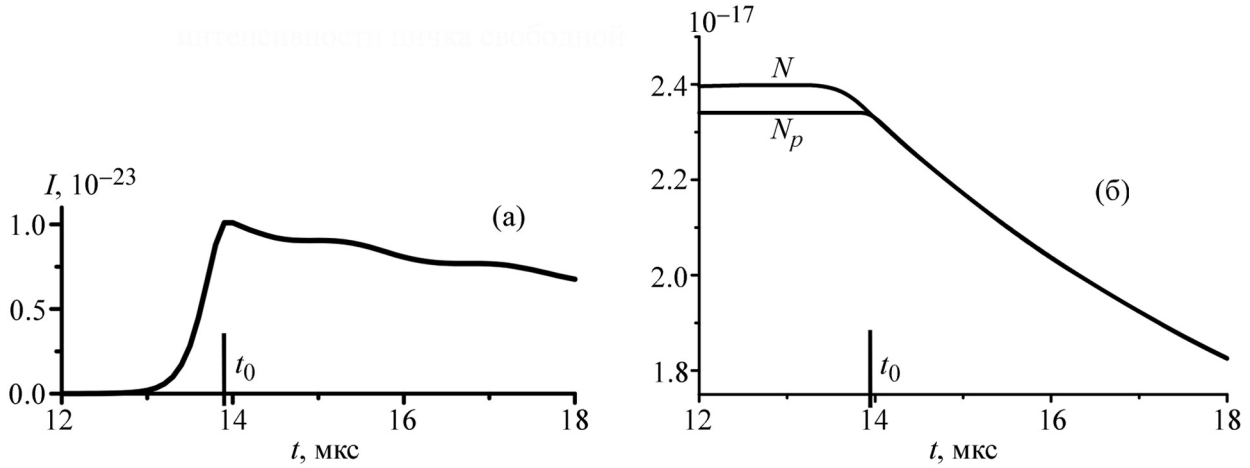


Рис. 4: Зависимости плотности потока фотонов I (а), а также инверсной населенности N (б) и её порогового значения N_p от времени при отсутствии просветления пассивного затвора в условиях экспоненциального “сброса” напряжения на ЭОЭ с момента t_0 .

Результаты расчета, представленные на рис. 4, показывают, что при такой экспоненциальной разгрузке потерь резонатора кинетика N и I существенно изменяется, начиная с максимума пичка свободной генерации. В значительном интервале времени реализуются условия практически полного совпадения инверсной населенности с её пороговым значением – кривые $N(t)$ и $N_p(t)$ практически сливаются (рис. 4(б)). Следствием этого является образование во временной картине интенсивности излучения длинного шлейфа со слабо спадающей интенсивностью на заднем фронте пичка (рис. 4(а)). Фактически это означает достижение режима, при котором лазер значительно дольше по времени может работать при пороговых условиях и тем самым при наличии просветления пассивного затвора создаются предпосылки эффективной генерации предельно коротких УКИ.

Примененный метод разгрузки потерь резонатора в ОКГ с пассивным затвором в результате изменения режима генерации позволил получить наиболее короткие импульсы в лазерном излучении, временные характеристики которого показаны на рис. 5.

Функция автокорреляции интенсивности излучения цуга гигантского импульса и вид генерации, показанные на рис. 5, в этом случае демонстрируют отсутствие дополнительной структуры во временной картине импульсного излучения, кроме одиночных

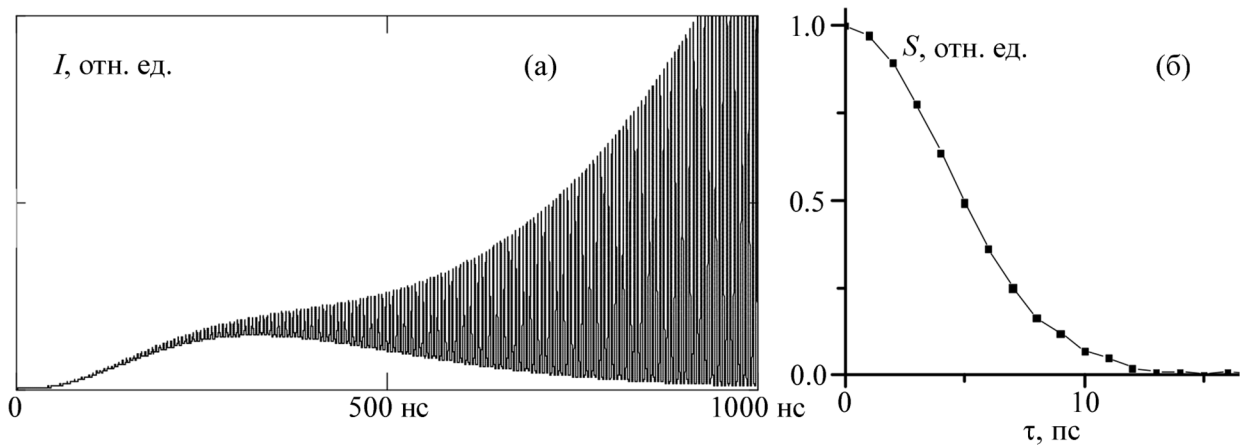


Рис. 5: Временные характеристики предельно коротких импульсов излучения $YAG:Nd^{3+}$ лазера с быстро релаксирующим пассивным затвором в режиме разгрузки потерь в резонаторе: (а) осциллограмма излучения $YAG:Nd^{3+}$ лазера; (б) половина нормированной функции S автокорреляции интенсивности излучения этого лазера.

на аксиальном периоде УКИ, с близкой к предельно возможной для $YAG:Nd^{3+}$ лазера длительностью $\tau_{\text{и}} \approx 7$ пс. В предположении гауссовой формы интенсивности ультракороткого лазерного импульса $I(t) = I_0 \exp\{-4(\ln 2)(t/\tau_{\text{и}})^2\}$ его полуширина $\tau_{\text{и}}$ (т. е. длительность на уровне половины его высоты) связана с полушириной τ_A полной симметричной автокорреляционной функцией $S(\tau)$ соотношением $\tau_{\text{и}} = (1/\sqrt{2})\tau_A$. В нашем случае, как видно из рис. 5(б) $\tau_A \approx 10$ пс, что и свидетельствует о генерации в лазере ультракоротких импульсов с полушириной ≈ 7 пс.

Заключение. К достоинству предложенного метода следует отнести то обстоятельство, что условия для эффективной генерации УКИ при длительном многоходовом взаимодействии излучения с пассивным затвором осуществляются не с помощью принудительного подавления средней интенсивности путем введения потерь (как это имеет место в случае режима отрицательной обратной связи), а, наоборот, только за счет “сброса” потерь (положительная обратная связь). Как следствие этого, пиковая мощность излучения цуга УКИ в нашем случае не ограничивается сверху. Результирующее излучение лазера представляет собой цуг импульсов, в которых сосредоточена основная доля всей выходной энергии.

В заключение отметим также, что центральным моментом в развитии дальнейших работ по проблеме получения предельно коротких УКИ меньшей длительности с использованием предложенного метода явится переход к активным средам с большей

шириной спектра генерации, таким как неодимовое стекло. Важным обстоятельством при этом представляется выбор типа пассивного затвора, эффективно работающего в режиме импульсной генерации лазера.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] A. E. Zubko, E. V. Shashkin, A. V. Smirnov, et al., *Quantum Electronics* **46**(2), 147 (2016). DOI: 10.1070/QEL15966.
- [2] Z. Yanjun, M. R. Hamblin, W. Xiang, *Lasers in Medical Science* **38**(1), (2023). DOI: 10.1007/s10103-022-03704-y.
- [3] А. А. Каминский, *Лазерные кристаллы* (М., Наука, 1975).
- [4] В. А. Бабенко, Г. Г. Дядюша, М. А. Кудинова и др., *Квантовая электроника* **7**, 1976 (1980).
- [5] V. A. Babenko, A. A. Sychev, *J. of Russian Laser Research* **20**(5), 478 (1999). <https://doi.org/10.1007/BF02508912>.
- [6] К. П. Комаров, А. С. Кучьянов, В. А. Лабусов, В. Д. Угожаев, *Письма в ЖТФ* **11**, 168 (1985).
- [7] P. Heinz, A. Laubereau, *J. Opt. Soc. Am. B* **7**, 182 (1990).
- [8] А. В. Бабушкин, Н. С. Воробьев, А. М. Прохоров, М. Я. Щелев, *Квантовая электроника* **16**, 2036 (1989).
- [9] D. J. Bradley, G. Y. C. New, *Proceedings IEEE* **62**(3), 313 (March 1974).

Поступила в редакцию 26 ноября 2023 г.

После доработки 20 февраля 2024 г.

Принята к публикации 21 февраля 2024 г.